

宇宙における物質の起源とマヨラナニュートリノ

浜口 幸一

この記事は「数理科学」2022年4月号 No.706「マヨラナ粒子をめぐって一性質から最先端の研究まで」(サイエンス社, 2022)に掲載された記事「宇宙における物質の起源とマヨラナニュートリノ」の原稿を「数理科学」編集部のご厚意により許可を得て公開しているものです。

1. はじめに

2015年のノーベル物理学賞が「ニュートリノが質量を持つことを示すニュートリノ振動の発見」により梶田隆章教授(東京大学)とA.McDonald教授(カナダ・クイーンズ大学)に贈られたことを覚えている読者も多いだろう。スーパーカミオカンデでの大気ニュートリノ振動の観測という歴史的な発見が梶田教授によって報告されたのは、1998年6月に岐阜県高山市で開催されたNEUTRINO98という国際会議だ。幸運なことに、当時修士の大学院生だった私もその研究会に参加させてもらっていた。ニュートリノ振動の発見は大変な衝撃をもって受け入れられ、会場は満場の拍手が鳴り止まず、当時の大きなニュースにもなった*1)。

ニュートリノ質量の起源はまだ分かっていない。重い右巻きニュートリノの存在が背後にあるとするシーソー機構が最有力理論の1つだ¹⁾。この機構ではニュートリノはマヨラナ粒子になり、レプトン数が破れる。その帰結の1つが、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊²⁾の予言だ。さらにこのニュートリノのマヨラ

*1) そしてこれを機に私はニュートリノに関連する研究をする事を心に決めた...と続けば格好良いエピソードになったのだが、当時の私は勉強不足でこの発表の凄さが理解出来ていなかった。ただ指導教員や先輩たちが大興奮しているのを見て「何か大変なことが起きている」という事だけは分かった。

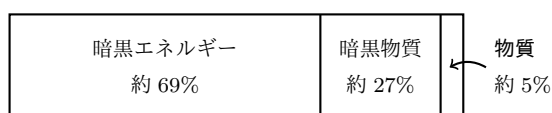


図1 宇宙の平均エネルギー密度の内訳⁴⁾。

ナ性・レプトン数の破れが、宇宙における物質の起源の謎を解くための決定的な鍵を握っている可能性がある。1986年に福来・柳田によって提唱されたレプトジェネシスと呼ばれる理論である³⁾。本稿ではこのレプトジェネシス理論についてその背景と概要を解説する。

2. 宇宙の物質数(バリオン数)

図1に宇宙の平均エネルギー密度の内訳⁴⁾を載せた。図にあるように、宇宙のエネルギーの大部分は暗黒エネルギーと暗黒物質という成分で占められている。これらも謎だらけで非常に面白いテーマなのだが、ここで寄り道をしているとあっという間に紙面が足りなくなってしまうので我慢してスルーする。本稿の主題は残りの約5%を占める「物質」である。この物質成分の大部分は水素やヘリウムなどの原子である。原子の重さの99%以上は原子核が担っており、さらに原子核は陽子と中性子で構成されているので、結局宇宙にある物質成分のほとんどは陽子と中性子だと言える*2)。陽子や中性子はバリオン的一种なので、この物質成分を宇宙のバリオン成分とも言う。

観測によると、このバリオン成分のエネルギー密度は $4.2 \times 10^{-28} \text{kg/m}^3$ だ⁴⁾*3)。陽子・中性子の質量約

*2) さらに陽子や中性子はクォークから出来ているのだが、クォークの話は少し先までとっておこう。

*3) 以下では光速 c と換算プランク定数 \hbar を $c = \hbar = 1$ として、 $E = mc^2$ などを用いてエネルギー、質量、時間、長さ

$1.7 \times 10^{-27} \text{kg}$ で割ると、現在の宇宙の平均バリオン数密度は $n_B \simeq 0.25/\text{m}^3$ となる。

ここで以下の議論のためにバリオン数の数え方についてコメントしておく。宇宙は膨張しているので、バリオン数が保存している限りバリオン数密度 n_B は時間とともに宇宙の体積に反比例して減っていく*4)。逆に初期宇宙に時間を遡るとバリオン数密度は増えていく。そこで議論の便宜のため、宇宙膨張によって変化しない量を定義しておこう。いくつかの流儀があるが、本稿ではバリオン数密度 n_B をエントロピー密度 s *5) で割った n_B/s という量を採用することにする。基本的には s も宇宙の体積に反比例して減少するので、バリオン数が保存している限りこの比は宇宙膨張に対して一定となる。この比の観測値は

$$\left. \frac{n_B}{s} \right|_{\text{観測値}} \simeq 8.7 \times 10^{-11} \quad (1)$$

である*4)。

観測値 (1) はどのように決まっているのだろうか？二つの独立な観測がある。1つは宇宙背景放射の温度揺らぎ、もう1つはビッグバン元素合成だ。前者では宇宙年齢 37 万年頃 (温度約 3000 K) に自由となった光子がその後約 138 億年の旅を経て現在観測されている。後者では宇宙年齢 1 秒–10 分頃 (温度約 0.01–1 MeV) に陽子と中性子が結合して軽元素 (ヘリウムやリチウム) が生成され、それらがやはり現在の宇宙まで残って観測されている。詳細は省くが、これらの理論計算において当時のバリオン数密度が重要なインプットの1つとなっており、それぞれの理論と観測の比較から独立に $n_B/s \simeq 8.7 \times 10^{-11}$ と推定されている*4)。宇宙の歴史における二つの全く異なる時期のバリオン数の情報が独立に得られており、それらが矛盾せず一致しているという事実は感動的である。

などの単位を適宜換算する (自然単位系)。またボルツマン定数も $k_B = 1$ とし、温度とこれらの単位も適宜変換する。

*4) 宇宙の体積というと、宇宙の大きさは有限なのか？といった疑問が浮かぶ読者もいるかもしれない。ここでは特に有限の宇宙を仮定しているわけではなく、「宇宙の体積に反比例」と書いているのは、より厳密には標準宇宙論の時空の計量に含まれるスケール因子 a を用いて (バリオン数保存の下) $n_B \propto a^{-3}$ が成り立つことを指している。

5) エントロピー密度 s は、温度 T と宇宙の輻射の有効自由度 $g_(T)$ を用いて $s = (2\pi^2/45)g_*(T)T^3$ と表される。現在の宇宙背景放射の温度 $T_0 \simeq 2.7 \text{ K}$ と $g_*(T_0) \simeq 43/11$ *4) を用いれば、上述のバリオン数密度 n_B と合わせて (1) 式が確認出来るはずだ。

3. 宇宙のバリオン非対称性

さて、初期宇宙における物質の起源の謎を議論するときには、バリオン非対称性 (物質反物質非対称性とも言う) を考えなくてはならない。これについて説明しよう。

まずいったん宇宙の話から離れて、素粒子物理における粒子と反粒子の話から始める。現在の理解では、素粒子とその間の相互作用は標準模型という理論で記述されている。この標準模型によると、全ての粒子には対となる反粒子が存在する。例えば電子 e^- の反粒子は陽電子 e^+ 、陽子 p の反粒子は反陽子 \bar{p} である。粒子と反粒子は同じ質量を持ち、電荷などの量子数が逆 (共役) になっている。例えば電子の電荷は素電荷を単位として -1 であるのに対して陽電子の電荷は $+1$ だ。これらの反粒子の存在は標準模型 (より一般には相対論的場の量子論) によって予言されており、様々な実験によってその存在が確認されている*4)*6)。

話を宇宙に戻そう。2節では温度 1 MeV くらいの初期宇宙の話 (ビッグバン元素合成) が出てきたが、さらに時間を遡ると、宇宙の密度、温度もさらに上がっていく。温度が陽子や中性子の質量 ($\sim 1 \text{ GeV}$) に近くなると、密度が上がリバリオン・反バリオンの対生成や対消滅が頻繁に起こるようになる。例えば $\pi + \pi \rightarrow p + \bar{p}$ 、 $p + \bar{p} \rightarrow \pi + \pi + \pi$ といった反応である。(π はパイ中間子を表す。電荷は省略した。) さらに温度が上がリ 1 GeV を大きく超えると陽子や中性子もバラバラになりクォークとなって飛び回り、クォークと反クォークの対生成・対消滅が頻繁に繰り返される世界となる。こうして、初期宇宙ではこれらの粒子は熱平衡状態にあったと考えられる。

さて、上記のような高温・高密度・熱平衡状態にある初期宇宙から時計の針を再び前に進めてみよう。宇宙膨張が進みだんだんと温度が冷えてくると粒子の平均エネルギーも下がり、やがて対消滅は起きるが対生成は起こせないようになり、最終的にはほぼ全ての粒子・反粒子ペアが対消滅していなくなってしまう*7)。

*6) 光子のように、自分自身が反粒子、という粒子もある。そしてニュートリノの反粒子が自分自身かどうか (マヨラナニュートリノかどうか) というのが本特集の主題の一つのだが、その話は 5 節まで置いておこう。

*7) そのエネルギーはどこへ？と疑問に思う読者もいるかもしれない。粒子・反粒子が対消滅してもエネルギーがなくなるわけではなく、より軽い粒子、例えば光子などにエネルギーが引き継がれていく。



図 2 初期宇宙(左図)ではバリオンの方が反バリオンよりもほんのわずかに多かった。やがて温度が冷えてくるとほぼ全ての粒子・反粒子ペアが対消滅していなくなり、バリオンだけが残った(右図)。(左図では温度 $T \gg 100$ GeV とした。脚注 8 も参照。)

その様子を表したのが図 2 だ。

ここで、高温状態の宇宙において、バリオンの数の方が反バリオンの数よりもほんのわずかに多いことに注意して欲しい。これが物質反物質非対称性(バリオン非対称性)である。この非対称性があるおかげで、現在の宇宙に物質が残っていられるわけだ。

初期宇宙にバリオンと反バリオンの数の差がどれくらいあったのか見積もってみよう。バリオンの数密度を $n_{\text{バリオン}}$ 、反バリオンの数密度を $n_{\text{反バリオン}}$ とすると、現在の観測値、式 (1) を説明するためには、当時の宇宙でも

$$\frac{n_B}{s} = \frac{n_{\text{バリオン}} - n_{\text{反バリオン}}}{s} \simeq 8.7 \times 10^{-11} \quad (2)$$

が成り立っていたはずだ。(n_B/s が宇宙膨張で変化しないことを思い出そう。) 一方、熱浴中の相対論的粒子の数密度から、例えば温度が 100 GeV を大きく超える状況を考えてと

$$\frac{n_{\text{バリオン}} + n_{\text{反バリオン}}}{s} \simeq 0.047 \quad (3)$$

であることが分かる *8)。式 (2), (3) より

$$\frac{n_{\text{バリオン}} - n_{\text{反バリオン}}}{n_{\text{バリオン}}} \simeq \frac{1}{270,000,000} \quad (4)$$

つまり、バリオンの数約 270,000,000 に対して、反バリオンの数が 269,999,999 ある、といった状況だったわけだ。

8) 温度 T の熱平衡状態にある相対論的なフェルミオンの数密度は、非対称成分を無視すると、1 自由度あたり $3\zeta(3)/(4\pi^2)T^3 \simeq 0.091T^3$ である。これに $T \gg 100$ GeV での自由度 2(スピン) \times 2(粒子反粒子) \times 3(カラー) \times 6(フレーバー) をかけて、クォークのバリオン数が $1/3$ であることを考慮し、脚注 5 の s の式および $g_(T \gg 100 \text{ GeV}) = 106.75$ を用いると、(3) 式が得られる。ここでは $T \gg 100$ GeV という状況を考えてが、違う温度では式 (4) や図 2 でも多少異なる数字が得られる。

初期宇宙に存在したバリオンの数と反バリオンの数の差は非常に小さい。しかしこの差がないと現在の宇宙に物質は残らず、銀河も地球も我々も存在出来なかったことになる。したがって「宇宙における物質の起源の謎」とは「宇宙のバリオン非対称性の起源の謎」と言い換えることが出来る。このわずかな差はどこから来たのだろうか？

4. バリオン非対称性の起源

4.1 バリオン非対称性はいつ作られたのか？

初期宇宙におけるバリオンと反バリオンの差は非常に小さい。そもそもこれを初期宇宙における初期条件だと考えることは出来ないのだろうか？答えは No だ。標準宇宙論におけるいくつかの問題(地平線問題、平坦性問題、温度揺らぎ・密度揺らぎの起源)を一気に解決するシナリオとして、初期宇宙にインフレーションと呼ばれる指数関数的膨張の時期があったと考えられている⁴⁾。仮にインフレーション以前に物質や反物質が存在していたとしても、指数関数的膨張によってその密度はほぼゼロになってしまい、宇宙のエネルギーはインフレーションの真空エネルギーで満たされてしまう。その真空エネルギーが崩壊し、物質や反物質が作られ、熱い宇宙が始まったというわけだ。したがって、宇宙のバリオン非対称性はインフレーションの後に何らかの機構によって生成されたと考えなくてはならない。

一方、2 節で出てきたビッグバン元素合成の観測を説明するためには、宇宙年齢 1 秒の時点ではバリオン非対称性があったはずである。つまり、バリオン非対称性の生成はインフレーション後、かつビッグバン元素合成よりも前の、宇宙誕生最初の 1 秒のどこかで起きたはず、ということになる。

4.2 バリオン非対称性を作るには何が必要か？

ここで、バリオン非対称性を作るために必要とされているサハロフの 3 条件について紹介しよう。第 1 条件はバリオン数の破れだ。例えば $\pi + \pi \rightarrow p + \bar{p}$ や $p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$ のような標準模型の反応では、バリオン数が保存している。ただし、このように「バリオン数が保存する(破れている)」という文脈のときの「バリオン数」はバリオンの数と反バリオンの数の差を表す。(例えば $p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$ においては陽子 p と反陽子 \bar{p} のバリオン数が $+1$ と -1 なので始状態と終

状態はどちらもバリオン数2であり、バリオン数が保存している。)このようにバリオン数を保存する反応しか起きないとすると、インフレーション後のバリオン非対称性がゼロの宇宙 ($n_B = n_{\text{バリオン}} - n_{\text{反バリオン}} = 0$) から始めて、バリオン非対称な宇宙 ($n_B > 0$) を作ることは出来ない。したがって、バリオン数を破る素粒子反応の存在が必要である。

第2条件は **C** と **CP** 対称性の破れである。C(CP)対称性とは、粒子と反粒子を入れ替える対称性のことである。(ここでは簡単のために C と CP の違いについては立ち入らない。) C または CP 対称性が厳密に成立しているとする、たとえばバリオン数を破る反応が存在したとしても、バリオン数を増やす反応と減らす反応が全く同じ確率で起きてしまい、全体としてバリオン数を変化させることは出来ない。例として、ある仮想的な粒子 X を考え、51%の確率で $X \rightarrow p + e^-$ と崩壊し、49%の確率で $X \rightarrow \bar{p} + e^+$ と崩壊すると仮定してみよう。 X の崩壊はバリオン数を破っており、サハロフの第1条件を満たしている。しかし、C(CP)が保存していると、これらの反応で粒子 \leftrightarrow 反粒子を入れ替えた反応が全く同じ確率で起きることになる。つまり X の反粒子 \bar{X} は51%の確率で $\bar{X} \rightarrow \bar{p} + e^+$ と崩壊し、49%の確率で $\bar{X} \rightarrow p + e^-$ と崩壊することになる。結局、始めに X と \bar{X} の数が同数あったと仮定すると、バリオン非対称性が出来ないことが分かるだろう。あらかじめ X と \bar{X} の数に差があればいいのだが、結局それは「 X 非対称性の起源の謎」に帰着するだけである。

第3条件は非平衡過程の存在だ。ここまでの2つは素粒子の反応(素過程)に関する条件だったが、3つ目の条件は宇宙の状態に対する条件である。一般に、バリオン数を破る $X \rightarrow Y$ という反応があるとすると、必ずその逆反応 $Y \rightarrow X$ も存在する。これらの反応が熱平衡状態にあると、たとえばバリオン非対称性が $n_B > 0$ という状態を用意したとしても、やがて $n_B = 0$ に落ちついてしまう。したがって、バリオン非対称性を作り出すには、 $n_B = 0 \rightarrow n_B > 0$ の確率が $n_B > 0 \rightarrow n_B = 0$ の確率より大きくなるような、非平衡過程の存在が必要となる。

4.3 バリオン数とレプトン数、スファレロン

そろそろ本題のレプトジェネシスの話題に入らないと紙面がなくなってしまうが、その前にもう1つ説明を欠かせない要素がある。スファレロンと呼ばれる反

応だ⁹⁾。実は標準模型には、電弱ゲージ相互作用に伴う量子異常を介したバリオン数の破れが存在する。このバリオン数の破れは非摂動的であり指数関数的に抑制されているため、低エネルギー・低密度では無視出来る。しかし高温・高密度の初期宇宙ではこのバリオン数の破れを伴う反応が熱平衡に至ることが分かっている。詳細は省くが、ヒッグス場とゲージ場の配位空間中にスファレロン解と呼ばれる空間的に広がった場の配位が存在し、高温になると、そのスファレロン解をポテンシャル障壁の頂点とする場の遷移によってバリオン数を破る反応が頻繁に起き得るのだ。高温極限ではポテンシャル障壁はなくなりバリオン数を破る反応はさらに頻繁になる。これらの反応をスファレロン過程とも言う。

スファレロン過程の重要な特徴が、バリオン数 (B) と同時にレプトン数 (L) も同じだけ変化させるという点だ。レプトンとは電子やニュートリノの総称で、例えば電子やニュートリノはレプトン数 +1、陽電子や反ニュートリノはレプトン数 -1 を持つ^{*9)}。例えばスファレロン過程の例として、 $q + q \rightarrow 7\bar{q} + 3\bar{\ell}$ のような反応があり得る。ここで $q, \bar{q}, \bar{\ell}$ はそれぞれクォーク、反クォーク、反レプトンを表し、それぞれバリオン数 $B = 1/3, B = -1/3$ 、レプトン数 $L = -1$ を持つ。反応の前後で B と L がそれぞれ同じ数 (-3) 変化していることが分かるだろう。このようにスファレロンは、 B と L を変化させる(破る)がその差の $B - L$ は保存する過程である。

温度が約 100 GeV を超えると、このスファレロン過程が熱平衡に至る。このときの様子を表したのが図3だ。図3(i)では、もともとバリオン数 (B) もレプトン数 (L) もゼロでない値を持っている。しかしその差は $B - L = 0$ である。仮に何らかの非平衡過程でこのような状態を実現出来たとすると、スファレロン過程が熱平衡にあると平衡状態で $B = L = 0$ となってしまう。これでは宇宙のバリオン非対称性を説明出来ない。一方、図3(ii)~(iv)では、全て $B - L \neq 0$ である。このとき、スファレロン過程が熱平衡にある

*9) ここで「ニュートリノがマヨラナなら自分自身の反粒子なのでレプトン数を割り当てられないのでは？」と思う読者がいるかもしれない。鋭い指摘である。実は標準模型のニュートリノが質量を持つのは温度が 100 GeV 以下でヒッグス場が期待値を持った後(スファレロンが熱平衡から外れた後)なので、最終的にニュートリノがマヨラナ質量を持つとしても以下に述べる高温の状況ではニュートリノと反ニュートリノを区別しレプトン数を割り当てられる。

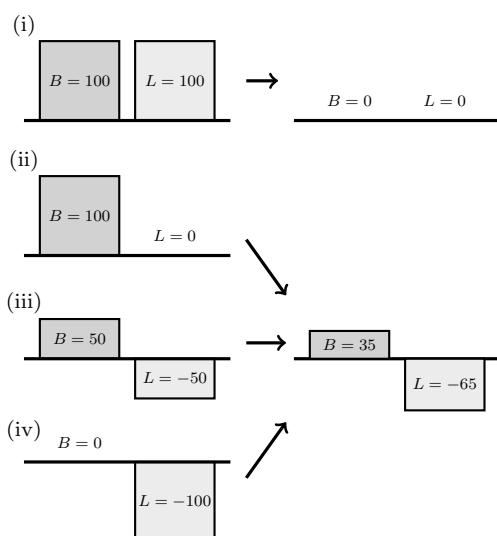


図3 スファレロン過程が熱平衡にあるときの、バリオン数 (B) とレプトン数 (L) が平衡値に至る様子。(i) では $B - L = 0$ であり、平衡状態では $B = L = 0$ となる。(ii)~(iv) では $B - L \neq 0$ であり、平衡状態ではそのうち約 35% がバリオン数として残る。

と、平衡状態に至ったときに B も L もゼロでない値が残る。

つまり、宇宙にバリオン非対称性を残すには、バリオン数 (B) とレプトン数 (L) の差である $B - L$ の破れが必要というわけだ。サハロフの第 1 条件が「 B の破れ」から「 $B - L$ の破れ」に置き換えられたと言ってもよい^{*10)}。

4.4 バリオン数とレプトン数の符号について (余談)

図3の(ii)~(iv)を見ると、宇宙のバリオン数 ($B > 0$) と同時に負のレプトン数 ($L < 0$) が残っていることに気づくだろう。これを観測できればスファレロン過程の証拠になるかもしれない。しかしこれはとてつもなく難しいと思われる。現在の宇宙におけるレプトン非対称性の情報は宇宙背景ニュートリノが持っているはずであるが、そのうち非対称成分は $\mathcal{O}(10^{-9})$ 程度であり、さらにニュートリノがマヨラナである場合その一部の情報が失われていると思われる (脚注9も

*10) ただしこれには例外があり、スファレロン反応が熱平衡から外れる途中またはその後 (温度 100 GeV 以下) でバリオン非対称性を生成する場合は $B - L$ の破れは必要ない。電弱バリオン生成と呼ばれる機構がその代表的な例である。電弱バリオン生成もまた標準模型を超える物理を要求する。

参照。) まずは検証の第一歩として宇宙背景ニュートリノ自体の直接検出を待ちたい。

ところで、宇宙のバリオン数の正負には意味はあるのだろうか。仮に符号が逆の宇宙が実現したとしても、宇宙に残った方を「物質」と呼ぶだろう。では標準模型と全く同じラグランジアンで記述されていて、宇宙の物質反物質だけが逆転した世界に転生したとしたらそれに気づけるだろうか? 答えは Yes である。例えば K_L という中間子のセミレプトン崩壊を見て電子と陽電子のどちらが多いかを見れば、宇宙に残った物質反物質非対称性との相対符号を確認出来るはずだ^{*11)}。

5. 宇宙における物質の起源とマヨラナニュートリノ：レプトジェネシス機構

4.3 節で見たように、宇宙のバリオン非対称性を説明するためには $B - L$ の破れが必要である。しかし標準模型は $B - L$ を保存している。さらに標準模型の枠内ではサハロフの 3 条件のうち非平衡過程を実現出来ないことも分かっている。したがって標準模型を超える物理が必要となる。

5.1 ニュートリノ質量とレプトジェネシス

標準模型の枠内では $B - L$ の破れはないが、そのヒントはある。それが冒頭にも述べたニュートリノ質量である。ニュートリノ質量の起源の有力候補であるシーソー機構¹⁾では、標準模型のラグランジアンに以下の項を加える^{*12)}。

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \sum_k M_k N_k N_k + \sum_{k,\alpha} y_{k\alpha} N_k L_\alpha H + h.c. \quad (5)$$

ここで H と L_α ($\alpha = e, \mu, \tau$) はそれぞれ標準模型のヒッグス場とレプトン 2 重項、 N_k は新たに導入された新粒子である重い右巻きニュートリノ^{*13)}、 M_k は

*11) レプトジェネシスの文脈で宇宙の物質反物質非対称性の符号を議論した研究もある^{6,7)}。

*12) フェルミオン N_k 、 L_α は 2 成分 Weyl スピノルで表記し、スピノルの足と $SU(2)$ ゲージの足は省略している。また N_k の運動項も省略した。

*13) 式 (5) の表記では N_k はローレンツ群の表現としては左巻きとなるのだが、その共役 N_k^\dagger が右巻きとなる。シーソー機構の文脈では「重い右巻きニュートリノ」とは粒子の名前を指す固有名詞であると考えてもよい。「右巻き」という名前を使わず「ステライルニュートリノ」や「重い中性レプトン」という言い方をすることもある。

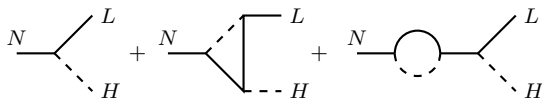


図4 重い右巻きニュートリノの崩壊のループダイアグラム

その質量、 $y_{k\alpha}$ は湯川結合を表す。右巻きニュートリノの世代数は2以上が必要で、3世代 ($k = 1, 2, 3$) を考えることが多い。

式(5)の第二項を見ると、 L_α と H のレプトン数がそれぞれ +1、0 であることから、 N_k にレプトン数を割り当てるとすると -1 だ。(ラグランジアン of 各項がレプトン数を保存しているかどうかは、その項全体のレプトン数が0かどうかで決まる。)しかしこのレプトン数は第一項の重い右巻きニュートリノのマヨラナ質量項で破れている。別の言い方をすると、マヨラナ質量項により重い右巻きニュートリノの反粒子が自分自身となるため、レプトン数を持っていないのである。(一般に自分自身の反粒子であるような粒子、例えば光子などは、内部対称性による量子数(電荷)を持ってない。)

式(5)から成るこの簡潔な模型は、二つの大きな役割を果たす。一つはシーソー機構によるニュートリノ質量の起源の説明である¹⁾。これによりレプトン数の破れは標準模型ニュートリノにも引き継がれ、重い右巻きニュートリノと同時に標準模型ニュートリノもマヨラナ粒子となり、ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊²⁾を予言する。

そして式(5)の模型のもう一つの大きな役割がレプトジェネシスである。一気に説明しよう。この模型では重い右巻きニュートリノ N は湯川相互作用 $y_{k\alpha} N_k L_\alpha H$ を通して標準模型レプトンとヒッグスに崩壊する。この際、 N がマヨラナ粒子(自分自身の反粒子)であることから、レプトンへの崩壊 $N \rightarrow L + H$ と反レプトンへの崩壊 $N \rightarrow \bar{L} + H^*$ が両方許される。さらに湯川結合行列 $y_{k\alpha}$ は一般に複素行列で CP を破っているため、図4のループダイアグラムで表される量子補正を通して $N \rightarrow L + H$ と $N \rightarrow \bar{L} + H^*$ の崩壊率に差が出来る。その結果、右巻きニュートリノの崩壊によりレプトン非対称性が作られる。ひとたびレプトン非対称性が作られれば、図3の(iv)に示されているスファレロン過程を通して、その一部がバリオン非対称性に変換される。以上がレプトジェネシス機構の概要である。サハロフの3条件を確認しておく、重い右

巻きニュートリノの崩壊が $B - L$ の破れと CP の破れを同時に満たしており、さらに重い右巻きニュートリノは崩壊時に熱平衡から外れ得るため第3条件も満たされる。

このように、標準模型に式(5)を加えただけの極めて簡潔な模型がニュートリノ質量の起源と宇宙のバリオン非対称性という2つの謎を同時に解決しているのは感動的である。この模型においてニュートリノのマヨラナ性とレプトン数の破れが不可分であることを再度強調しておこう。重い右巻きニュートリノのマヨラナ質量項がレプトン数を破っており、その帰結として標準模型ニュートリノもマヨラナとなり、さらに宇宙のバリオン非対称性の起源も説明出来る、というわけだ。

レプトジェネシスには色々なバリエーションがある。今では「まず最初にレプトン非対称性が作られ、それが図3の(iv)のスファレロン過程によってバリオン非対称性に変換される」とするシナリオはまとめて広くレプトジェネシスと呼ばれている。

5.2 レプトジェネシスにおけるバリオン非対称性の計算例

レプトジェネシスによってバリオン数がどう決まるか、1つ例をあげて概要を示しておこう。まずバリオン数の式を以下のように変形しておく。

$$\frac{n_B}{s} = \frac{n_B}{n_{B-L}} \cdot \frac{n_{B-L}}{n_{N_1}} \cdot \frac{n_{N_1}}{s} \quad (6)$$

一般には時間発展まで考えるとこの単純な式だけではバリオン数を計算出来ないのだが、以下ではこの式が適用出来るインフラトン崩壊による非熱的レプトジェネシスの例を示す。また簡単のために一番軽い右巻きニュートリノ N_1 の寄与だけを考える。目標は観測値である式(1)だ。

まず式(6)の最初の因子 n_B/n_{B-L} はスファレロン過程において $B-L$ 非対称性がバリオン非対称性に変換される割合を示している。高温極限 ($T \gg 100 \text{ GeV}$) ではクォーク、レプトンの世代数 N_f とヒッグス場の数 N_ϕ を用いて $n_B/n_{B-L} = (8N_f + 4N_\phi)/(22N_f + 13N_\phi)$ となる^{*14)}。標準模型の場合は $N_f = 3$ 、 $N_\phi = 1$ を代入して $n_B/n_{B-L} = 28/79 \simeq 0.35$ となる。これが図3に出てきた35%という数字の正体だ。

式(6)の2番目の因子は n_{B-L}/n_{N_1} である。 N_1 の

*14) この式自体は簡単な連立方程式で導出できる。意欲のある読者は後に述べる参考文献を見て計算してみよう。

崩壊ではバリオン数は変化しないので、 $n_{B-L}/n_{N_1} = -n_L/n_{N_1}$ とも書ける。つまり右巻きニュートリノの崩壊1回当たり、確率的にどれだけのレプトン非対称性が出来るか、という割合である。これは図4のループダイアグラムで計算出来て^{*15)}、さらにシーソー機構の関係式を用いて以下のように変形出来る^{8,9)}

$$\begin{aligned} \frac{n_L}{n_{N_1}} &= \frac{\Gamma(N_1 \rightarrow LH) - \Gamma(N_1 \rightarrow \bar{L}H^*)}{\Gamma(N_1 \rightarrow LH) + \Gamma(N_1 \rightarrow \bar{L}H^*)} \\ &= \frac{3}{16\pi} \frac{M_1}{\langle H \rangle^2} m_{\nu_3} \delta_{\text{eff}}. \end{aligned} \quad (7)$$

ただし $\langle H \rangle$ はヒッグス場の真空期待値、 m_{ν_3} は標準模型ニュートリノのうち一番重いニュートリノの質量である。 δ_{eff} はCPの破れを表すパラメータで、右巻きニュートリノの質量が階層的 ($M_1 \ll M_2, M_3$) なときは $|\delta_{\text{eff}}| < 1$ という不等式が得られる^{8,9)}。一般のCP位相では $\delta_{\text{eff}} \simeq \mathcal{O}(0.1)$ 程度であると期待される。

式(6)の最後の因子は n_{N_1}/s だ。ここは右巻きニュートリノの生成機構に依存する。いま考えているインフラトン崩壊による非熱的レプトジェネシスの場合、結果は $n_{N_1}/s = 3T_R \text{Br}/2m_\chi$ となる⁹⁾。ただし m_χ はインフレーションを起こすインフラトン場 χ の質量、 T_R はインフレーション後の宇宙の再加熱温度である。ここでは $m_\chi > 2M_1$ を仮定し $\chi \rightarrow N_1 N_1$ という2体崩壊を仮定した。Br = Br($\chi \rightarrow N_1 N_1$) (< 1) はその崩壊分岐比である。

以上全ての因子を式(6)に代入し、ヒッグス場の期待値 $\langle H \rangle \simeq 174 \text{ GeV}$ と標準模型ニュートリノの典型的な質量 $m_{\nu_3} \simeq 0.05 \text{ eV}$ を用いると以下が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{n_B}{s} &\simeq 2.6 \times 10^{-10} \left(\frac{m_{\nu_3}}{0.05 \text{ eV}} \right) (-\delta_{\text{eff}}) \\ &\times \left(\frac{2M_1}{m_\chi} \right) \left(\frac{T_R}{10^7 \text{ GeV}} \right) \text{Br}. \end{aligned} \quad (8)$$

観測値(1)と比較すると、宇宙の再加熱温度 T_R が $\mathcal{O}(10^7) \text{ GeV}$ かそれよりも高ければ宇宙のバリオン数を説明出来ることが分かる。

6. 参考文献や発展的内容など

最後に、参考文献や発展的内容などについて簡単に触れておこう。まず、本稿に関連した内容を中心に豊

*15) 場の量子論のループ計算を学んだ読者は、簡単な1ループ計算なのでやってみるといいだろう。必要なのは式(5)のラグランジアンだけだ。結果は後に述べる参考文献などに載っている。

富な話題について解説した一般向け書籍として文献¹⁰⁾をお薦めする。次に意欲的な読者のために、本稿の内容の背景をより詳しく理解するための大雑把な勉強の指針を書いておこう。まず素粒子の標準模型は相対論的場の量子論の言葉で書かれており、相対論的場の量子論は量子力学と特殊相対論に基づいているので、これらの知識が必要であろう。また標準宇宙論を理解するにはアインシュタイン方程式を含む一般相対論の基礎や熱力学の基礎が必要となる。最後に、すでに標準模型や標準宇宙論の基礎を学んでいてレプトジェネシスについてより詳しく知りたいという読者もいるかもしれないので、いくつか文献を挙げておこう。まず最もシンプルな機構である熱的レプトジェネシスについては、原論文³⁾で提唱された後も多くの発展があった。多くのレビューがあるが一つ挙げるとすると文献¹¹⁾がよくまとまっている。また本稿では右巻きニュートリノの崩壊によるレプトン非対称性の生成を紹介したが、レプトン非対称性の生成機構には様々なバリエーションがある。例えば、式(5)だけに基づくもう一つの簡潔な機構として、右巻きニュートリノが電弱スケールより軽い場合にその振動によってレプトン数を作る機構があり、 ν MSM シナリオと呼ばれるシナリオの中心的役割を果たしている¹²⁾。また超対称性に拡張した枠組みでは、Affleck-Dine 機構や右巻きニュートリノのスカラーパートナーを用いる機構などいくつかのバリエーションが考えられる⁹⁾。レプトジェネシスの様々な側面についての一連のレビュー¹³⁾も参考になるだろう。さらに文献^{14~16)}など新しいアイデアも出てきている。

標準模型を超える物理の探索は自然を相手にした壮大な謎解きゲームのようなものだ。その中で重い右巻きニュートリノは、ニュートリノ質量の起源と宇宙の物質の起源を同時に説明し、さらに大統一理論の完成にも一役買っているかもしれず¹⁷⁾、最重要ピースの1つに見える。ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊²⁾の発見など、正体解明に向けた次の一手に期待したい。

参考文献

- 1) 安田修、本特集記事「ニュートリノとマヨラナ粒子」。
- 2) 井上邦雄、本特集記事「マヨラナ粒子の探索」。
- 3) M. Fukugita and T. Yanagida, Phys. Lett. B **174** (1986), 45-47.
- 4) P.A. Zyla *et al.* [Particle Data Group], PTEP **2020** (2020) no.8, 083C01.
- 5) 船久保公一、日本物理学会誌 第72巻 第9号 (2017)

- 年)。
- 6) P. H. Frampton, S. L. Glashow and T. Yanagida, *Phys. Lett. B* **548** (2002), 119-121. [arXiv:hep-ph/0208157].
 - 7) K. Asai, K. Hamaguchi, N. Nagata and S. Y. Tseng, *JCAP* **11** (2020), 013. [arXiv:2005.01039].
 - 8) S. Davidson and A. Ibarra, *Phys. Lett. B* **535** (2002), 25-32. [arXiv:hep-ph/0202239].
 - 9) K. Hamaguchi, [arXiv:hep-ph/0212305].
 - 10) 村山斉 (2013) 『宇宙になぜ我々が存在するのか』 講談社。
 - 11) S. Davidson, E. Nardi and Y. Nir, *Phys. Rept.* **466** (2008), 105-177. [arXiv:0802.2962].
 - 12) T. Asaka and M. Shaposhnikov, *Phys. Lett. B* **620** (2005), 17-26. [arXiv:hep-ph/0505013].
 - 13) P. S. B. Dev, *et al.* *Int. J. Mod. Phys. A* **33** (2018), 1842001–1842006. [arXiv:1711.02861, 1711.02862, 1711.02863, 1711.02864, 1711.02865, 1711.02866].
 - 14) Y. Hamada, R. Kitano and W. Yin, *JHEP* **10** (2018), 178. [arXiv:1807.06582].
 - 15) V. Domcke, K. Kamada, K. Mukaida, K. Schmitz and M. Yamada, *Phys. Rev. Lett.* **126** (2021) no.20, 201802 [arXiv:2011.09347].
 - 16) K. Mukaida, K. Schmitz and M. Yamada, [arXiv:2111.03082].
 - 17) 日笠健一、本特集記事「マヨラナ粒子の本質と標準理論を超える素粒子理論」。

(はまぐち・こういち, 東京大学)